مطالعهٔ جریان آشفتهٔ شتاب‌دار درون لوله با استفاده از مدل‌های آشفتگی مختلف★

محمد افسری(۱)   مجید ملک جعفریان(۲)

چکیده در پژوهش حاضر، جریان آشفتهٔ شتاب‌دار خطی در یک لوله برای حوزهٔ متغیر از اعداد رینولدز، به‌وسیلهٔ پنج مدل مرسوم جریان آشفته شبیه‌سازی می‌شود. مدل‌های آشفتگی موردنظر، مدل جبری بالدوین-لومکس (BL)، مدل یک معادله‌ای اِسپالارت-آلماراس (SA)، مدل k-ω مدل k-ε با تصحیح دیوارهٔ لام- برمهورست و مدل k-ε-v^2 می‌باشند. هدف، مطالعهٔ دقیق‌تر جریان و بررسی کارایی و قابلیت مدل‌های مذکور در پیش‌بینی تنش برشی دیواره، تنش رینولدز، لزجت آشفتگی، تأخیر زمانی در پاسخ و سرعت متوسط می‌باشد. هم‌چنین تغییر عواملی نظیر قطر لوله، نوع سیال، رینولدز اولیهٔ شتاب و نرخ شتاب‌دهی و تأثیر آن بر پارامترهای فوق به‌دقت مورد بررسی قرار می‌گیرد. به‌منظور راستی‌آزمایی، نتایج حاصل از مدل‌های آشفتگی با نتایج تجربی و عددی (مدل‌سازی آشفتگی و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ) دیگر محققان مقایسه گردیده است. نتایج نشان از دقت مطلوب نتایج حاصل از مدل‌سازی یک‌بعدی جریان آشفتهٔ شتاب‌دار در مقایسه با نتایج شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (سه‌بعدی) دارد. هم‌چنین تأخیر در پاسخ آشفتهٔ پیش‌بینی شده به‌وسیلهٔ مدل‌ها (به‌جز مدل BL)، تطابق نسبتاً خوبی با مقادیر آزمایشگاهی نشان می‌دهد. مقایسهٔ توزیع سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفته و لزجت آشفتگی نشان از دقت بهتر مدل k-ε-v^2 نسبت به سایر مدل‌ها دارد.

واژه‌های کلیدی جریان آشفتهٔ شتاب‌دار; تأخیر زمانی; تنش رینولدز; مدل آشفتگی.

Accelerated Turbulent Pipe Flow Study using Various Turbulence Models

M. Afsari   M. Malek-Jafarian

Abstract *In this paper, linear accelerated turbulent pipe flow has been simulated at various Reynolds numbers using five common turbulence models. The models considered are the Baldwin-Lomax algebraic model, the Spalart-Allmaras one-equation model, the κ-ε model with wall correction of Lam and Bremhorst, the κ-ω model and the κ-ε-v2 model. The goal is to evaluate the performance and precision of these models for prediction of the wall shear stress, Reynolds stress, turbulence viscosity, delay time in response and mean velocity. Factors such as changes in pipe diameter, fluid type, initial Reynolds number of acceleration and rate of acceleration and its effect on the above parameters has examined carefully. In order to verify the results, the experimental and numerical results (turbulence modeling and Large Eddy Simulation) of other researchers have been compared with the present results. The results show the desired accuracy of the one-dimensional modeling of accelerated turbulent pipe flow in comparison with Large Eddy Simulation results (three-dimensional). The response of delay time, simulated by the models (except BL model) shows relatively good agreement with experimental data. Comparing the distribution of mean velocity, turbulent kinetic energy and turbulent viscosity shows* κ-ε-v^2 *model leads to a better accuracy compared with the other models.*

Key Words Accelerated turbulent flow; Delay time; Turbulence shear stress; Turbulence model.

★تاریخ دریافت مقاله ۹۲/۷/۱۷ و تاریخ پذیرش آن ۹۳/۱۰/۲۲ می‌باشد.

(۱) دانشجوی کارشناسی ارشد، گروه مکانیک، دانشگاه بیرجند.

(۲) نویسندهٔ مسئول: استادیار، گروه مکانیک، دانشگاه بیرجند. mmjafarian@birjand.ac.ir

مقدمه

جریان آشفتهٔ شتاب‌دار در طبیعت و صنعت کاربردهای فراوانی دارد. از آن جمله می‌توان به جریان درون توربوماشین‌ها، نیروگاه‌های هسته‌ای، مبدل‌های گرمایی، جریان خون در رگ‌ها و جریان هوا در ریهٔ انسان اشاره کرد. لذا مطالعهٔ این جریان به‌دلیل کسب اطلاعات برای درک پدیدهٔ آشفتگی دارای اهمیت می‌باشد. به‌علت تأثیرات اینرسی در این جریان‌ها، مشخصه‌هایی از جریان آشفته ظاهر می‌شود که این مشخصه‌ها در جریان‌های آشفتهٔ غیرشتاب‌دار مشاهده نمی‌گردد. اندازه‌گیری جزئیات در جریان‌های آشفتهٔ شتاب‌دار با توجه به مشکلات و مسائل تکنیکی تا سال‌های اخیر کمتر مورد بررسی قرار گرفته است، اما به‌دلیل وجود ابزارهای سنجش مدرن و کامپیوترهای قدرتمند، اندازه‌گیری و شبیه‌سازی این جریان‌ها در حال حاضر قابل حصول شده است. لذا این جریان‌ها بیشتر مورد توجه قرار گرفته‌اند [1].

به‌طور کلی جریان‌های آشفتهٔ شتاب‌دار داخلی به دو دستهٔ کلی، تناوبی و غیرتناوبی تقسیم می‌شود. این دو گروه جریان در زیر توضیح داده می‌شوند.

جریان‌های آشفتهٔ تناوبی (Periodic pulsating turbulent flows). جریان آشفتهٔ تناوبی داخلی به‌دلیل کاربردهای عملی و همچنین تولید آسان آن بیشتر مورد مطالعه واقع شده‌اند. میزوشینا و همکاران [2]، شمر و همکاران [3]، برنل و همکاران [4, 5] و تاردو و همکاران [6] این جریان‌ها را به‌صورت آزمایشگاهی و تجربی مورد مطالعه قرار داده‌اند.

به‌علاوه با توجه به مطالعات آزمایشگاهی و تجربی وسیع، شبیه‌سازی عددی این جریان توسط جمعی از پژوهشگران گزارش شده است. شمر و ویگنانسکی [7] توزیع لزجت گردابه‌ای در این جریان را تعیین کردند. کوک و همکاران [8] و کریمس [9] سعی در استفاده از مدل‌های تک‌معادله‌ای آشفتگی و هم‌چنین بعضی مدل‌های دومعادله‌ای در حل عددی این جریان‌ها داشتند. نتایج شبیه‌سازی، مطابقت ناچیزی با نتایج تجربی داشته‌اند [10]. اسکاتی و پیوملی [11, 12] جریان آشفتهٔ تناوبی درون کانال را مورد مطالعه قرار دادند. این مطالعات منجر به این شد که مدل‌های استاندارد اغتشاش، نتایج دقیق و معقولی برای پروفیل‌های سرعت به‌دست می‌دهد. به هر حال، تنش رینولدز به‌درستی پیش‌بینی نمی‌شود.

جریان‌های آشفتهٔ غیرتناوبی (Non-Periodic turbulent flows). این جریان نسبت به جریان ضربانی در لوله‌ها کمتر مورد توجه واقع شده است. کاتااوکا و همکاران [13] پاسخ آغازین جریان نسبت به مرحلهٔ افزایش نرخ جریان (شتاب‌دهی) در لوله را مورد مطالعه قرار دادند. مورایاما و همکاران [14] اغتشاشات تولید شده درون لوله را، با افزایش تدریجی نرخ جریان از شرایط پایدار مغشوش اصلی مورد بررسی قرار دادند. آنها تأخیرهایی را در پاسخ اغتشاش مشاهده کردند. این تأخیر زمانی در خط مرکزی لوله بیشتر از محدودهٔ نزدیک به دیوارهٔ لوله می‌باشد. کوروکاوا و موریکاوا [15] جریان‌های گذرا با نرخ جریان در حال افزایش و کاهش در لوله‌ها را مورد مطالعه قرار دادند. تحقیق آنها نشان داد که عدد رینولدز انتقال از جریان آرام به آشفته حتی برای شتاب خیلی کوچک اعمال شده به‌صورت قابل توجهی افزایش می‌یابد. مطالعات آزمایشگاهی لفوبر [16] بر روی شتاب‌دهی جریان و اثر آن بر انتقال از حالت آرام به مغشوش در یک لوله متمرکز شد. هی و جکسون [1] به مطالعهٔ تجربی جهت بررسی اثرات تأخیر زمانی در جریان آشفتهٔ شتاب‌دار در لوله با نرخ شتاب‌دهی ۵، ۱۰، ۲۰ و ۴۰ ثانیه پرداختند. نتایج آنها نشان داد که آشفتگی عموماً در مجاورت دیواره تولید می‌شود و سپس به سمت مرکز لوله گسترش می‌یابد. تحقیق بیشتر و دقیق‌تر، توزیع مجدد انرژی آشفتگی را نشان

داد. گرینبلات و موس [17] جریان آشفتهٔ درون لوله را در دامنهٔ اعداد رینولدز بیشتر و نرخ شتاب بالاتر از آزمایشات قبلی اندازه‌گیری کردند. آنها دریافتند که مرحلهٔ نهایی شتاب‌دهی، با بازیافت ناحیهٔ جدایش در پروفیل سرعت مشخص می‌شود.

محاسبات عددی مربوط به جریان‌های آشفتهٔ شتاب‌دار، به‌عنوان یک چالش جدی و مهم در علم CFD مطرح می‌باشد. روش‌هایی مانند شبیه‌سازی عددی مستقیم (DNS)، شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ (LES) و مدل‌های لزجت گردابه‌ای (EVM) از روش‌های به‌کارگرفته شده به‌منظور تحلیل این‌گونه جریان‌ها می‌باشند. روش‌های DNS و LES بسیار هزینه‌بر (چه از لحاظ زمانی و چه از لحاظ تجهیز CPUی مورد نیاز) است. در مقابل، روش EVM نسبت به روش‌های ذکر شده، بسیار کم‌هزینه‌تر و در عین حال با حفظ کیفیت نسبتاً خوب حل می‌باشد.

هسو و همکاران [20] از LES برای تأیید و صحه‌گذاردن بر مدل‌های RANS در حالت جریان آشفتهٔ نوسانی استفاده کردند. اسکاتی و پیوملی [11] عملکرد چهار مدل آشفتگی استاندارد رایج را برای معادلات URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes) در جریان نوسانی درون یک کانال مقایسه کردند. نتایج با نتایج تجربی و نتایج DNS و LES مقایسه شدند. نتایج نشان داد که مدل $k-\varepsilon-v^2$ در بین مدل‌ها بهتر از بقیه عمل می‌کند. چانگ و ملک جعفریان [21] شبیه‌سازی عددی مستقیم را برای جریان آشفته تحت تأثیر افت فشار ناگهانی اجرا کردند. چهار مدل آشفتگی در این تحقیق برای مقایسهٔ داده‌های DNS و نتایج مدل‌های درهم مورد بررسی واقع شدند. بررسی‌ها نشان داد که مدل بالدوین- لومکس (BL) برای محاسبات جریان آشفتهٔ ناپایدار مناسب نمی‌باشد. از طرف دیگر مدل‌های تک‌معادله‌ای و دومعادله‌ای در محدودهٔ نزدیک به دیواره‌ها نتایج معقولی را ارائه می‌دهند. هم‌چنین یورک و کولمن [22] برای مقایسهٔ چهار مدل سادهٔ اغتشاش، از نتایج شبیه‌سازی مستقیم جریان در کانال تحت شرایط گرادیان فشار معکوس با شتاب کاهنده و $Re_\tau=180$ استفاده کردند. آنها دریافتند که نتایج مدل‌های اسپالارت - آلماراس (SA) و انتقال تنش برشی(SST) با دقت قابل توجه، تطابق خوبی با داده‌های DNS دارند.

هی و همکاران [23] با استفاده از مدل k-ε اثر پارامترهایی نظیر قطر لوله، لزجت سیال، نرخ شتاب و عدد رینولدز اولیه بر تنش برشی جریان آشفته و تأخیر زمانی در داخل لوله را بررسی نمودند. خالقی و همکاران [24] نحوهٔ عملکرد مدل‌های آشفتگی رایج را برای جریان شتابدار غیرتناوبی در لوله مورد بررسی قرار دادند و با نتایج تجربی هی و جکسون [1] مقایسه نمودند. جانگ و چانگ [25] به‌کمک روش شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ، جریان شتابدار در داخل لوله را مورد مطالعه قراردادند و پاسخ پیچیدهٔ تنش برشی و نیز تأخیر در پاسخ آشفته را مشاهده کردند.

در این مقاله، کارایی پنج مدل آشفتگی استاندارد، عمومی و رایج به‌ترتیب افزایش پیچیدگی محاسبات آنها، به‌منظور تحلیل جریان آشفتهٔ شتاب‌دار درون لوله مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج با نتایج به‌دست آمده از کارهای آزمایشگاهی هی و جکسون [1]، نتایج عددی هی و همکاران [23] و جانگ و چانگ [25] مورد مقایسه قرار خواهد گرفت. نتایج شامل تأثیر پارامترهایی نظیر قطر لوله، لزجت سیال، نرخ شتاب‌دهی و عدد رینولدز اولیهٔ شتاب‌دهی بر عواملی مانند تأخیر در پاسخ آشفتگی، تغییرات تنش برشی، لزجت آشفتگی و انرژی جنبشی آشفتگی در حین فرآیند شتاب‌دهی می‌باشد. هدف، مقایسهٔ قابلیت و کارایی این مدل‌ها در تخمین و پیش‌بینی پدیده‌های فوق می‌باشد. لازم به ذکر است که بررسی این تعداد عوامل متعدد به‌ازای این تعداد مدل‌های آشفتگی تا به‌حال صورت نگرفته است. در این مقاله، ابتدا

مدل‌های آشفتگی به‌طور خلاصه مرور می‌شوند. سپس ارزیابی و اعتبار سنجی مدل‌ها با استفاده از داده‌های DNS مرجع [26] برای جریان درون کانال با $Re_{\tau}=180$ ارائه خواهد شد. در مرحلهٔ بعد نتایج حاصل با نتایج تجربی و عددی ذکر شده، مورد مقایسه قرار خواهد گرفت.

روش عددی

جریان مورد مطالعه، جریان درون لوله‌ای به شعاع ۲۵/٤ میلی‌متر می‌باشد. جریان توسعه‌یافته با عدد رینولدز ۷۰۰۰ در یک بازهٔ زمانی معین به‌صورت خطی به عدد رینولدز ٤۵۲۰۰ می‌رسد. این اعداد رینولدز به‌عنوان پیش‌فرض می‌باشند و در صورت این‌که محدودهٔ اعداد رینولدز تغییر کرد در متن ذکر خواهند شد.

به‌دلیل هندسهٔ این تحقیق، معادلات ناویر- استوکس متوسط‌گیری شده وابسته به زمان (URANS) برای لوله‌های افقی به‌صورت زیر در می‌آید:

$$\rho\frac{\partial\bar{u}}{\partial t}=-\frac{d\bar{p}}{dx}+\frac{\rho}{r^{j}}\frac{\partial}{\partial r}\left[r^{j}\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial r}-r^{j}\,\overline{u'v'}\right] \qquad (1)$$

در این رابطه j می‌تواند مقادیر صفر و یک را داشته باشد. مقدار ۱، معادله را به معادلهٔ مومنتوم یک‌بعدی جریان درون لوله (دستگاه سیلندریکال) و مقدار صفر، معادله را به معادلهٔ مومنتوم یک‌بعدی جریان درون کانال (دستگاه کارتزین) تبدیل می‌کند. چون در ناحیهٔ توسعه‌یافته مولفهٔ سرعت عمود بر جریان ناچیز است، مدل‌سازی یک‌بعدی جریان در این ناحیه خطای زیادی را ایجاد نمی‌کند. درنتیجه کار عددی با دقت قابل قبول وآسان انجام‌پذیر خواهد بود. محاسبهٔ تنها مجهول جدید در معادلهٔ (۱) یعنی $-\rho\overline{u'v'}$ موردنظر است. برای محاسبهٔ تنش رینولدز براساس معادلات متوسط‌گیری شدهٔ ناویر- استوکس (RANS) از یکی از دو روش زیر استفاده می‌شود:

روش اول: روش‌هایی که از مفهوم لزجت گردابه‌ای استفاده می‌کنند. این روش‌ها براساس تعداد معادلات به‌کار گرفته برای محاسبهٔ لزجت گردابه‌ای، نام‌گذاری و تقسیم‌بندی می شوند (مدل‌های آشفتگی).

روش دوم: روش‌هایی هستند که با حل معادلات جبری یا دیفرانسیلی، مستقیماً تنش‌های رینولدز را محاسبه می‌کنند.

اگر هدف، برآورد دقیق رفتار میدان جریان‌های آشفته باشد، بایستی اندازهٔ شبکه میدان حل از ابعاد هر گردابه، کوچک‌تر باشد (روش DNS). به‌عبارت دیگر تخمین هر گردابه توسط چند گره محاسباتی (و حداقل یک گره) صورت بپذیرد. بدیهی است در صورتی‌که برای هر گردابه تعداد مش بیشتری به‌کار گرفته شود، رفتار واقعی‌تری به‌دست خواهد آمد. از سوی دیگر محاسبهٔ تنش‌های رینولدز مستلزم حل معادلات دیفرانسیلی یا جبری نسبتاً پیچیده است. به این دلیل، محاسبهٔ لزجت گردابه‌ای به‌کمک مدل‌های آشفتگی، روش راحت‌تر و کم‌هزینه‌تری است. اگر چه دقت محاسبات، مقداری کاهش می‌یابد. در کار حاضر از ۵ مدل آشفتگی رایج به‌منظور شبیه‌سازی جریان شتاب‌دار درون لوله و بررسی اثر پارامترهای مختلف بر این جریان، استفاده شده است. مدل‌ها به‌ترتیب، مدل جبری بالدوین - لومکس (BL) [27]، مدل یک‌معادله‌ای انتقال لزجت آشفتهٔ اسپالارت – آلماراس (SA) [28]، مدل‌های دو معادله‌ای k-ε استاندارد با تصحیح دیوارهٔ لام-برمهورست [29]، k-ω [30] و $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ [31] می‌باشند. لازم به ذکر است که در تمام مدل‌های فوق، پخش آشفتهٔ ایزوتروپیک فرض است و لذا از رابطهٔ بوزینسک برای محاسبهٔ تنش برشی رینولدز استفاده شده است. در ادامه هر یک از این مدل‌ها به‌طور خلاصه بازگو می‌شوند.

مدل جبری بالدوین-لومکس. مدل جبری بالدوین- لومکس پس از مدل آشفتگی ارائه شده توسط سبسی-

اسمیت (CS) [32] ارائه گردید. این مدل به‌منظور رفع مشکلات مربوط بـه محاسـبات انتگرالـی مـدل CS در جریان‌های پیچیده، توسعه یافت. با توجه بـه‌سـادگی و عدم نیاز به زمـان محاسـباتی زیـاد، مـدل BL اسـتفاده گسـترده‌ای در هوافضـا یافـت. در ایـن مـدل، لزجـت آشفتگی طبق رابطهٔ (۲) محاسبه می‌شود:

$$\nu_t = \min(\nu_{ti}, \nu_{to}) \quad (۲)$$

که ν_{ti} و ν_{to} به‌ترتیب لزجت‌های آشـفتگی لایـه‌هـای داخلی و خارجی می‌باشند [27]. مدل‌های جبری قـادر نیستند اثرات انتقالی آشفتگی را در نظر بگیرنـد؛ یعنـی نمـی‌تواننـد اثـرات اغتشاشـی بالادسـت جریـان را در پائین‌دست آن پیش‌بینی نمایند. به ایـن دلیـل مـدل BL برای جریان‌های آشفتهٔ دارای جدایش یا انحنای شـدید هندسی نتایج مطلوبی نمی‌دهد [33].

مدل یک‌معادله‌ای اسپالارت-آلمـاراس. ایـن مـدل، یـک معادلـهٔ انتقـال بـرای محاسـبهٔ لزجـت گردابـه‌ای میانی($\tilde{\upsilon}$) معرفـی مـی‌کنـد [28]. ایـن معادلـه شـامل تأثیرات تولید، انتشار، اتـلاف و محـدودکننـدگی عـدد رینولدز در نزدیکی دیواره می‌باشد. معادلـهٔ انتقـال، بـر مبنـــای مشـــاهدات و تجربیـــات بـــا تجدیـــدنظر در جریان‌های دارای پیچیدگی بیشتر بنا شـده اسـت. ایـن مدل نتایج معقول و منطقی بـرای محـدودهٔ وسـیعی از مسائل جریانی دارد.

مدل دو معادله‌ای (k-ε). مدلk-ε به یکی از رایج‌ترین مدل‌های آشفتگی مـورد اسـتفاده در شـبیه‌سـازی‌هـای جریان درهم تبدیل شـده اسـت. ایـن مـدل از انـرژی جنبشی آشفتگی و نرخ اتلافات آن (بـه‌دسـت آمـده از حل معادلات انتقال) بهره می‌گیرد. لزجت گردابه‌ای در این مدل از رابطهٔ زیر محاسبه می‌شود:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (۳)$$

مقـدار معمـول بـرای C_μ برابـر ۰/۰۹ اسـت. تصـحیحات مختلفـی از ایـن مـدل وجـود دارد. از آن جملـه مـی‌تـوان بـه تصـحیح لانـدر-شـرما ، لام-برمهورست و... اشاره کرد. تصـحیح مـورد اسـتفاده در کـار حاضـر، تصـحیح پیشـنهادی لام- برمهورسـت می‌باشد [29].

مدل دومعادله‌ای (k-ω). این مدل توسـط ویلکـاکس [30] پیشنهاد شده است. لزجت گردابه‌ای از رابطه زیـر به‌دست می‌آید:

$$\nu_t = \frac{\mathrm{k}}{\omega} \quad (٤)$$

که ω تابع اتلافات مخصوص است. معادلهٔ انتقال نوشته شده برایω، شامل تـأثیرات تولیـد، انتشـار و اتلافـات می‌باشد. برخلاف تمامی مدل‌های دومعادله‌ای، مدل-k ω دارای توابع میراکننده نیست و اجازهٔ اعمـال شـرایط سادهٔ مرزی را می‌دهد. به‌دلیل سـادگی و بـه‌خصـوص ثبات عددی، این مدل نسبت به دیگر مـدل‌هـا برتـری دارد. مـدل k-ω (ماننـد بسـیاری از مـدل‌هـای دیگـر) نمی‌تواند به‌خوبی رفتار آشفتگی را در نزدیکی دیواره‌ها پیش‌بینی کند [34].

مدل (k-ε-v^2). یک عامل پاسخ نامناسب مدل k-ε در نزدیکی دیواره ($y^+ < 100$) این است که ایـن مـدل بـا فرض همسانگرد بودن کمیت‌هـای آشـفتگی بنـا شـده است، در حالی که آشفتگی نزدیـک دیـواره بـه‌شـدت ناهمسـانگرد اسـت. مـدل k-ε-v² شـرایط سـینماتیکی درستی را برای اعمال مؤلفهٔ عمـودی شـدت آشـفتگی ($\overline{\upsilon'^2}$ که در ادامه متن به‌منظور راحتی از نماد $\overline{\upsilon^2}$ بـرای نمایش آن استفاده می‌شـود) فـراهم مـی‌آورد. بـه ایـن

ترتیب اثرات ناشی از دیواره و ناهمسانگردی کمیت‌های آشفتگی در مدل‌سازی، به‌خوبی اعمال می‌شود. مزیت این مدل، عدم نیاز به توابع میراکننده در نزدیکی دیواره می‌باشد. در نتیجه لزجت آشفتگی در مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\nu_t = C_\mu \overline{v^2}\, k/\varepsilon \qquad (۵)$$

$\overline{\upsilon^2}$ بر خلاف k مقیاس سرعت مناسبی برای استفاده در این مقوله است، در نتیجه به‌کارگیری آن مطلوب خواهد بود [31].

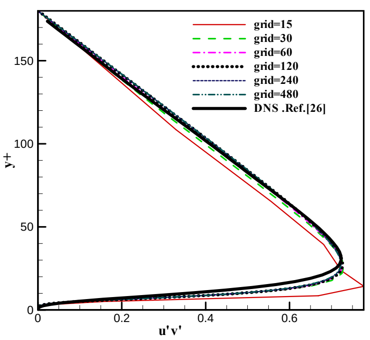
منفصل‌سازی معادلات حاکم

معادلات حاکم در کار حاضر (معادلهٔ مومنتوم و معادلات مدل‌های آشفتگی) به‌کمک روش کرانک- نیکلسون منفصل‌سازی شده و با روش TDMA هم‌زمان حل می‌گردد. در این راستا از یک شبکه‌بندی غیریکنواخت (تمرکز در نزدیک سطح) استفاده گردیده است.

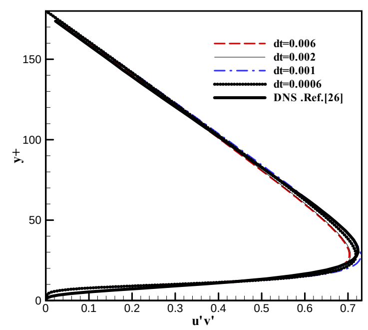
بررسی استقلال از شبکه

عملیات استقلال از شبکه و استقلال از گام زمانی برای مشخصه‌های پروفیل سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفته و تنش رینولدز، انجام شده است. توضیح این‌که برای این منظور، ابتدا نتایج عددی به‌دست آمده از مدل‌ها با نتایج شبیه‌سازی عددی مستقیم جریان درون کانال با عدد رینولدز برحسب سرعت اصطکاکی $Re_\tau = 180$ [26] مقایسه می‌شود، اما برای اختصار تنها نتایج مشخصهٔ تنش رینولدز به‌ازای مدل k-ω ارائه می‌گردد (شکل ۱). همان‌طور که در این شکل مشخص است توزیع تنش رینولدز به‌دست‌آمده با تعداد نقاط کم (۱۲۰و ۶۰، ۳۰، ۱۵)، انطباق مناسبی با نتایج DNS ندارد. این موضوع نشانگر این مهم است که تغییرات در تعداد شبکه می‌تواند باعث ایجاد تغییر در نتایج شود. اما نتایج به‌دست آمده به‌ازای ۲۴۰ گره، ضمن انطباق خوب با نتایج ۴۸۰ گره، بسیار نزدیک به نتایج DNS می‌باشد. بنابراین استقلال از تعداد نقاط شبکه به‌ازای ۲۴۰ گره، مطلوب ارزیابی می‌گردد. بررسی استقلال از شبکه برای سایر مدل‌های آشفتگی نیز به‌روش مشابه‌صورت گرفت و به نتیجهٔ مشابه منجر گردید.

در شکل (۲) نتایج استقلال از گام زمانی آورده شده است. لازم به ذکر می‌باشد که در این‌جا نتایج مدل k-ε آمده است. ارزیابی‌ها نشان داد که گام زمانی مطلوب که در عین انطباق با نتایج DNS، تغییرات در نتایج به‌دست آمده در آن نیز حداقل باشد از رتبه 6×10^{-4} ثانیه و کمتر می‌باشد. پس از اطمینان از استقلال حل عددی از تعداد نقاط شبکه و گام زمانی، در ادامه به اعتبارسنجی مدل‌های آشفتگی به‌کار رفته در کار حاضر پرداخته می‌شود.



شکل ۱ بررسی استقلال از تعداد نقاط شبکهٔ حل برای مشخصهٔ تنش رینولدز (مدل k-ω و $Re_\tau = 180$)

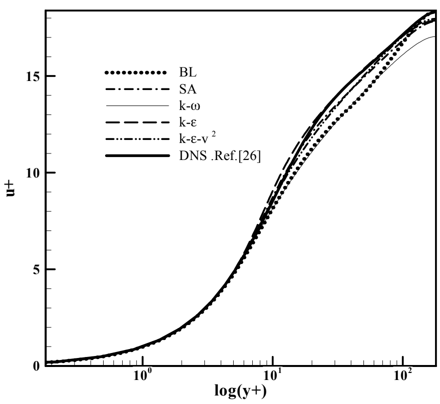


شکل ۲ بررسی استقلال از گام زمانی حل برای مشخصهٔ تنش رینولدز (مدل k-ε و $Re_\tau = 180$)

ارائهٔ نتایج

اعتبارسنجی نتایج برای جریان پایا. به‌منظور اعتبارسنجی مدل‌های آشفتگی به‌کار رفته در کار حاضر، نتایج به‌دست آمده از حل جریان درون کانال به‌ازای مدل‌های مذکور با نتایج DNS مرجع [26] مقایسه می‌گردد.

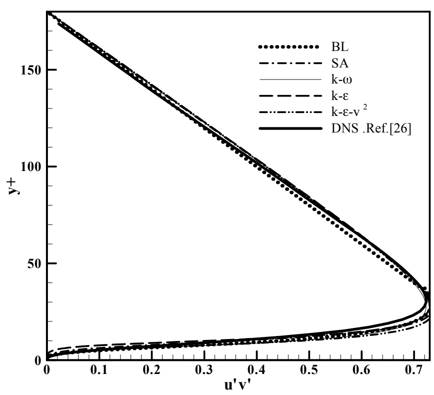
شکل (۳) پروفیل‌های سرعت حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و مقایسهٔ آن با نتایج DNS را نشان می‌دهد. به‌وضوح دیده می‌شود که توزیع سرعت‌های به‌دست آمده، به‌ازای $10 < y^+ < 100$ اختلاف کمی با مقادیر DNS دارد. این اختلاف در مدل‌های BL و k-ω بیشتر و در مدل‌های SA، k-ε و k-ε-v² کمتر است.



شکل ۳ مقایسهٔ پروفیل‌های سرعت به‌دست آمده از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج DNS ($Re_\tau = 180$)

شکل (٤) توزیع تنش رینولدز جریان در موقعیت‌های شعاعی مختلف لوله را نشان می‌دهد. با فاصله گرفتن از دیواره (افزایش y) شیب پروفیل سرعت کم می‌شود و مقدار لزجت آشفتگی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. در نتیجه حاصل‌ضرب این دو کمیت، در مکانی بین دیواره و مرکز کانال به بیشینهٔ خود خواهد رسید. همهٔ مدل‌ها توانسته‌اند توزیع تنش رینولدز را به‌خوبی پیش‌بینی کنند.

پس از اعتبارسنجی و اطمینان از صحت مدل‌های آشفتگی برای جریان پایا درون کانال، در ادامه به ارائهٔ نتایج اصلی کار حاضر پرداخته خواهد شد. همان‌طور که قبلاً اشاره گردید، تحلیل عددی جریان آشفتهٔ شتاب‌دار خطی درون لوله‌ای به شعاع ۲۵/٤ میلی‌متر مورد نظر می‌باشد. در طی دورهٔ معینی که دورهٔ شتاب‌دهی نامیده می‌شود، عدد رینولدز جریان به‌صورت خطی از مقدار ۷۰۰۰ به ٤۵۲۰۰ افزایش خواهد یافت. لازم به ذکر است که عدد رینولد براساس سرعت متوسط سیال و قطر لوله محاسبه می‌گردد. سیال عامل، آب با چگالی ۱۰۰۰ $\frac{kg}{m^3}$ و لزجت $10^{-6}\frac{m^2}{s}$ در نظر گرفته شده است. در ادامه از آوردن قطر لوله و نوع سیال پرهیز شده است، مگر آن‌که لوله‌ای با قطر متفاوت و سیال دیگر مد نظر باشد.



شکل ٤ مقایسهٔ توزیع تنش‌های رینولدز به‌دست آمده از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج DNS ($Re_\tau = 180$)

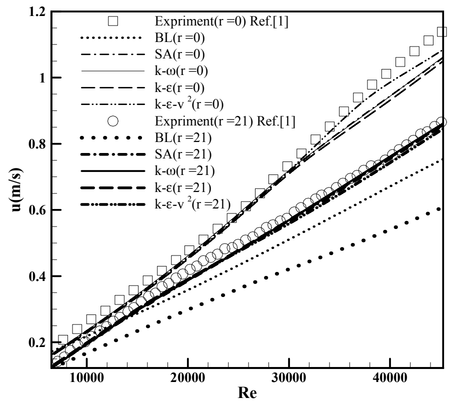
برای محاسبهٔ مقدار صحیح گرادیان فشار در دورهٔ شتاب‌دهی باید از معادلهٔ مومنتوم در کل مقطع لوله انتگرال گرفت. در نتیجه رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} = -\frac{2}{R}\left(\nu+\nu_t\right)\frac{\partial \overline{u}}{\partial r}\bigg|_{y=0} + \frac{\overline{u}_{final}-\overline{u}_{initial}}{T} \qquad (6)$$

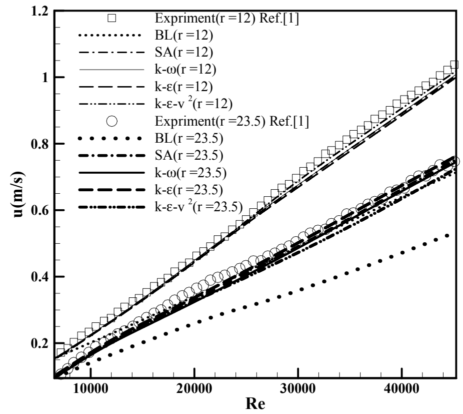
که R شعاع لوله، $\bar{u}_{initial}$ سرعت سیال ورودی به لوله در ابتدای دورهٔ شتاب‌دهی، $\bar{u}_{final}$ سرعت سیال ورودی به لوله در انتهای دورهٔ شتاب‌دهی و T زمان دورهٔ شتاب‌دهی است. با محاسبهٔ گرادیان فشار از معادلهٔ (٦) می‌توان نتایج حاصل از حل عددی را با نتایج عددی و تجربی دیگران مقایسه کرد.

ارائهٔ نتایج جریان شتاب‌دار

برای اعتبارسنجی، ابتدا نتایج به‌دست آمده از حل جریان آشفتهٔ شتاب‌دار داخل لوله به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج آزمایشگاهی هی و جکسون [1] مقایسه می‌شود. شکل (۵) مقادیر سرعت را در چهار موقعیت مختلف را در راستای شعاع لوله ($r = 0, 12,\ 21,\ 23.5(mm)$) با دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه نشان می‌دهد. ضمن پراکندگی مناسب این موقعیت‌ها، اندازه‌گیری‌های تجربی کمیت‌های جریان آشفته نیز برای این نقاط موجود است که به‌منظور تأیید نتایج از آنها کمک گرفته می‌شود. بررسی استقلال از گام زمانی حل (شکل ۲) نشان می‌دهد که مرتبهٔ گام زمانی مناسب در جریان پایا ٦×١٠^{-٤} ثانیه است. با توجه به این‌که دورهٔ شتاب‌دهی در جریان ناپایا ۵ ثانیه و بیشتر است و از طرفی کد عددی از دقت زمانی برخوردار است لذا استفاده از گام زمانی مذکور برای حل جریان شتاب‌دار بلامانع خواهد بود.



(الف)

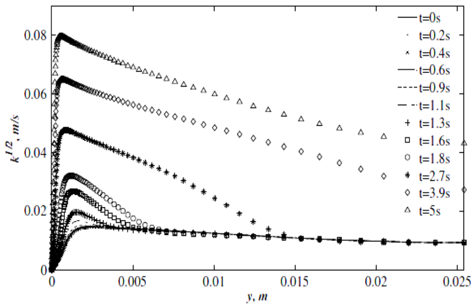


(ب)

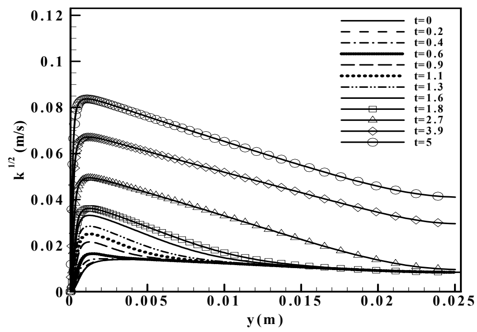
شکل ۵ پیش‌بینی مدل‌های مختلف آشفتگی و مقایسهٔ آنها با داده‌های آزمایشگاهی [1] برای سرعت متوسط محلی با دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (Re=۷۰۰۰ –۴۵۲۰۰)
الف) $r = 0, 21(mm)$ ب) $r = 12, 23.5(mm)$

در شکل (۵) ضعف مدل BL نسبت به سایر مدل‌های آشفتگی در پیش‌بینی سرعت محلی نمایان است. هم‌چنین مشاهده می‌گردد که اختلاف نتایج مدل‌ها با داده‌های آزمایشگاهی در قسمت مرکزی لوله در انتهای دورهٔ شتاب‌دهی زیاد می‌شود.

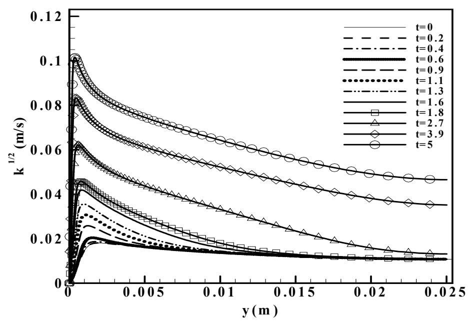
شکل (٦) توزیع انرژی جنبشی آشفتگی حاصل از حل جریان شتاب‌دار را به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف نشان می‌دهد. انرژی جنبشی آشفتگی تقریباً برای یک ثانیه بدون تغییر باقی می‌ماند و پس از آن یک پاسخ قوی در منطقهٔ نزدیک دیواره وجود خواهد داشت. این پاسخ قوی بیانگر اوج درهمی تولیدی است. آن‌گاه منطقهٔ افزایش درهمی از دیوار به‌سمت مرکز لوله منتشر می‌شود. به لحاظ کمی و کیفی نتایج حاصل از مدل‌های آشفتهٔ مختلف کار حاضر، نزدیک نتایج عددی حاصل از مدل k-ε مرجع [23] شده است. هم‌چنین نتایج مدل k-ω (شکل ٦ – ب) در ناحیهٔ نزدیک دیواره و نتایج مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ (شکل ٦ – د) در ناحیهٔ دور از دیواره به نتایج عددی مرجع [23] نزدیک‌تر است.



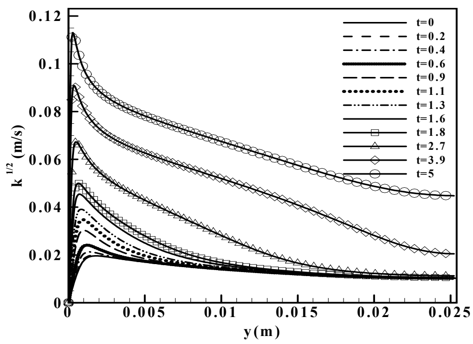
(الف) k-ε مرجع [23]



(ب) k-ω



(ج) k-ε



(د) k-ε-v2

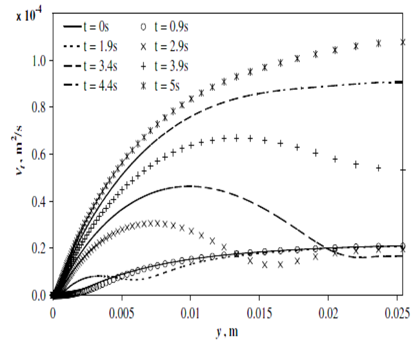
شکل ٦ مقایسهٔ توزیع انرژی جنبشی آشفتهٔ حاصل از مدل‌های درهم مختلف و نتایج عددی مرجع [23] به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (Re=۷۰۰۰-۴۵۲۰۰)

شکل (۷) توزیع لزجت آشفتگی (ν_t) به‌دست آمده به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر و نتایج مدل k-ε مرجع [23] را نشان می‌دهد. به لحاظ کیفی پاسخ لزجت آشفتگی شبیه پاسخ انرژی جنبشی آشفته می‌باشد. این امر وابستگی لزجت آشفتگی را به انرژی جنبشی توجیه می‌کند. در مراحل اولیهٔ شتاب‌دهی (حدود یک ثانیهٔ ابتدا)، لزجت آشفتگی تقریباً بدون تغییر است. علت تفاوت میان نتایج k-ε مرجع [23] و نتایج k-ε کارحاضر را می‌توان به استفاده از دو تصحیح متفاوت این مدل مربوط دانست. لازم به ذکر است که مدل k-ε مرجع [23] دارای تصحیح نزدیک دیوارهٔ لاندر- شارما می‌باشد. مشاهده می‌شود که مدل BL قادر به پیش‌بینی صحیح رفتار لزجت آشفتگی نیست.

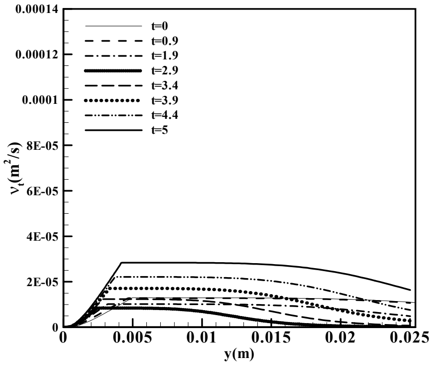
در نتایج مربوط به مرجع [23] (شکل ۷- الف)، لزجت آشفتگی نواحی دور از دیواره تا قبل از ۳/۹ ثانیه، تقریباً بدون تغییر است. علت این امر پاسخ آهستهٔ (تأخیر در پاسخ) این نواحی به شتاب جریان می‌باشد. این مطلب در ادامه به‌طور مفصل بحث خواهد شد. به لحاظ کمی و کیفی نتایج مدل‌های مختلف به‌جز مدل BL تطابق نسبتاً خوبی با هم دارند. از بین مدل‌های کار حاضر مدل k-ε-v² تطابق بهتری با نتایج مرجع [23] دارد.

بررسی رفتار تنش برشی دیواره. یکی از پارامترهای مهم در جریان آشفته، تنش برشی دیواره می‌باشد که در تحقیقات، کمتر به آن پرداخته شده است. تنش برشی دیواره به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

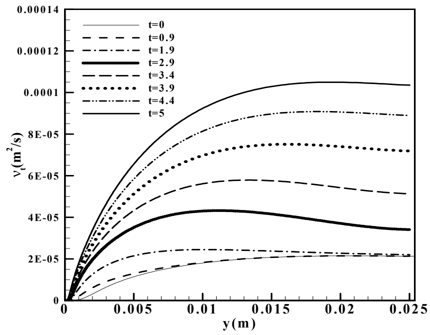
$$\tau_w = \mu \frac{d\bar{u}}{dr}\bigg|_{y=0} \qquad (۷)$$



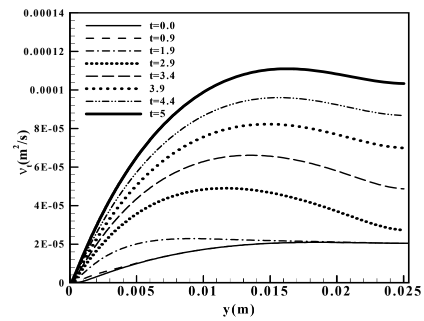
(الف) k-ε [23]



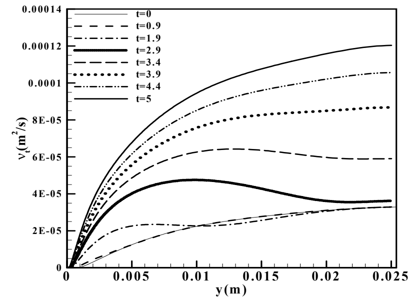
(ب) BL



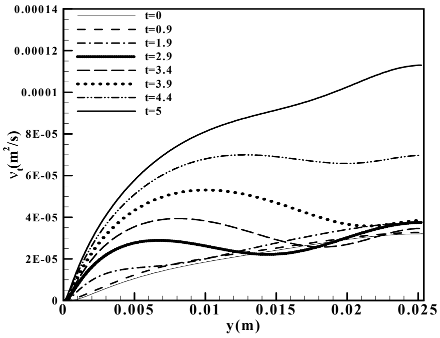
(ج) SA



(د) k-ω



(ه) k-ε

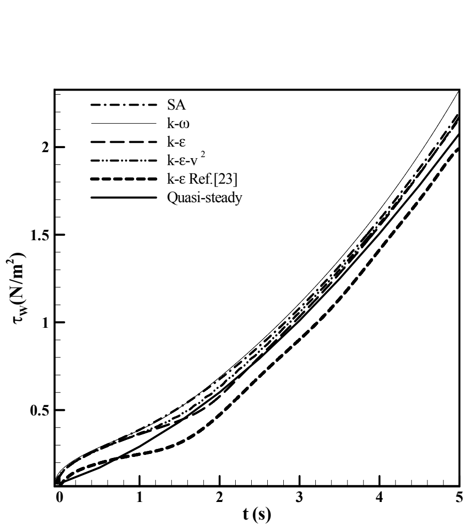


(و) k-ε-v2

شکل ۷ مقایسهٔ توزیع لزجت آشفتگی حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و نتایج عددی مرجع [23] به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (۴۵۲۰۰ –Re=۷۰۰۰)

شکل (۸) روند افزایشی تنش برشی در طـی دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای به‌ازای مدل‌های آشفتگی مختلـف کار حاضر و مقایسهٔ آن با نتایج عـددی مرجـع [23] را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شـود کـه بـا ازدیـاد سـرعت متوسط سیال به‌طور خطی و به‌دنبال آن افـزایش شـیب پروفیل سرعت روی دیواره، تنش برشی زیاد می‌شـود؛ اما این افزایش، روند خطی ندارد.

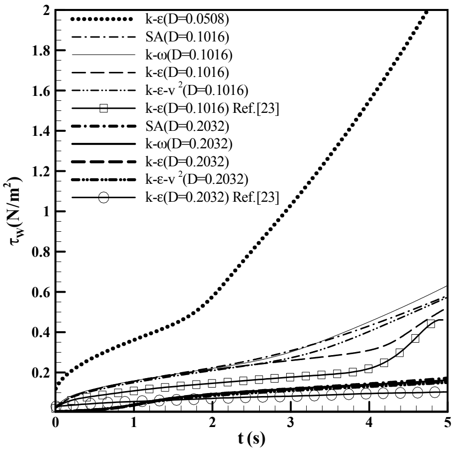
هم‌چنین مشاهده می‌شود که حل عددی شـتاب‌دار از حل شبه‌پایا فاصله دارد. علت این امر آن اسـت کـه حل حالت شبه‌پایا از گام زمانی قبل متأثر نیست؛ یعنـی در طی شتاب‌دهی، تأثیر اینرسی بر گرادیان فشار لحاظ نگردیده و جریان به‌صورت لحظه‌ای پایا در نظر گرفتـه شده است.



شکل ۸ تغییرات تنش برشی دیواره درطی دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (۴۵۲۰۰ -Re=۷۰۰۰)

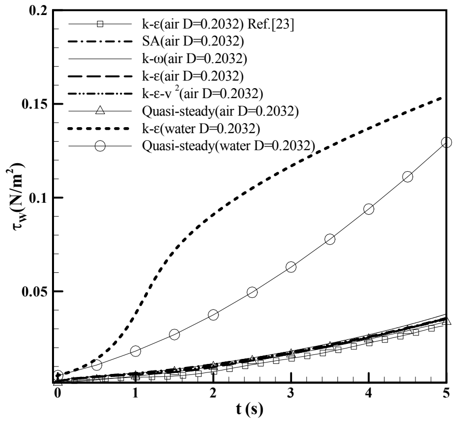
بررسی اثر قطر بر تنش برشی دیواره. همان‌طور که در شکل (۹) مشاهده می‌شود، افزایش قطر لوله از ۵۰/۸ میلی‌متر به دو برابر و چهار برابر آن، باعث کاهش مقدار تنش برشی می‌گردد. به‌طور کلی، افزایش قطر لوله سبب کاهش سرعت متوسط سیال و در نتیجه کاهش تنش‌برشی دیواره می‌شود. لازم به ذکر است، به‌علت نتایج ضعیف مدل BL نسبت به دیگر مدل‌ها، نتایج این مدل در این شکل و شکل‌های بعدی لحاظ نمی‌گردد. نزدیکی نتایج عددی حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف با نتایج عددی مرجع [23] واضح است. هم‌چنین مشاهده می‌شود در قطر بیشتر، اختلاف حل مدل‌ها کمتر می‌گردد.

نکتهٔ مهم که از شکل دریافت می‌شود این است که در قطرهای کم (D=0.0508 و D=0.1016) از یک زمان مشخص در حین شتاب‌دهی، شیب خط تنش برشی سریعاً افزایش می‌یابد، در حالی‌که این امر در قطرهای بیشتر (D=0.2032) روی نمی‌دهد. علت این امر را می‌توان این‌طور توضیح داد که قبل از افزایش ناگهانی شیب منحنی تنش برشی، اثر تأخیر در پاسخ آشفتگی بر جریان نزدیک دیواره حاکم است؛ اما در طی مرحلهٔ افزایش سریع تنش برشی، تولید تلاطم در نزدیکی دیوار به‌طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. با افزایش قطر لوله، اثر تأخیر بیشتر از زمان دورهٔ شتاب‌دهی می‌گردد. در نتیجه افزایش سریع در تنش برشی دیگر حس نخواهد شد.



شکل ۹ اثر قطر لوله بر تنش برشی دیواره به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۵ ثانیه‌ای (۴۵۲۰۰ -Re=۷۰۰۰)

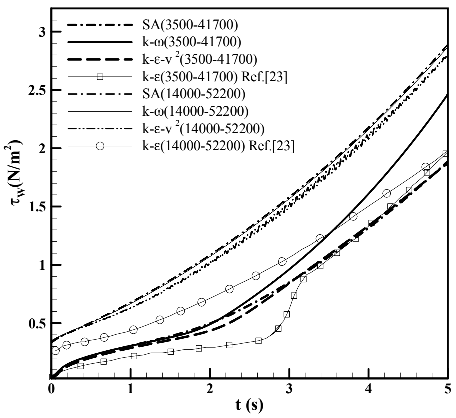
بررسی اثر لزجت سیال بر تنش برشی دیواره. در شکل (۱۰) اثر تغییر نوع سیال به‌خوبی مشاهده می‌شود. با تغییر نوع سیال از آب به هوا (در قطر یکسان $D = 0.2032m$) لزجت سینماتیکی افزایش می‌یابد. در نتیجه در عدد رینولدز یکسان، سرعت متوسط سیال برای هوا (نسبت به آب) بزرگ‌تر می‌باشد؛ اما با این وجود تنش برشی هوا کمتر از آب می‌باشد. علت این امر به کاهش چگالی آن باز می‌گردد. نکته دیگر اینکه، کاهش چگالی سیال باعث می‌شود که نتایج حل شبه‌پایا و ناپایا به‌هم نزدیک شوند. در این شکل به‌منظور مقایسهٔ نتایج مدل‌های آشفتگی مختلف، نتایج عددی مرجع [23] و نتایج جریان شبه پایا نیز آورده شده است.



شکل ١٠ اثر لزجت سیال بر تنش برشی دیواره به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ٥ ثانیه‌ای (Re=٧٠٠٠ -٤٥٢٠٠)

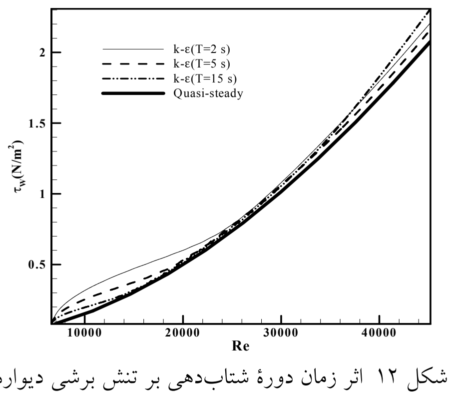
لازم به ذکر است، در این شکل برای پرهیز از شلوغی، فقط نتایج مدل k-ε (برای سیال آب) آمده است.

بررسی اثر رینولدز اولیه بر تنش برشی دیواره. چون در عمل، بازه‌های مختلف از اعداد رینولدز می‌تواند در نظر گرفته شود، از این‌رو اعداد رینولدز اولیه نیز تغییر داده شد و نتایج، مورد بررسی قرار گرفت. افزایش رینولدز اولیه سبب افزایش نرخ نفوذ آشفتگی و به تبع آن افزایش تنش برشی دیواره می‌گردد. در شکل (١١) رینولدزهای اولیه ٣٥٠٠ و ١٤٠٠٠ انتخاب شده‌اند که در دورهٔ زمانی ٥ ثانیه تحت شتاب قرار می‌گیرند. برای مقایسهٔ بهتر، باید اختلاف بین اعداد رینولدز ٧٠٠٠ و ٤٥٢٠٠ را به اعداد رینولدز ٣٥٠٠ و ١٤٠٠٠ افزود که به‌ترتیب، اعداد رینولدز نهایی ٤١٧٠٠ و ٥٢٢٠٠ به‌دست خواهد آمد. افزایش تنش برشی در اثر افزایش رینولدز اولیه را در شکل (١١) می‌توان مشاهده کرد. لازم به ذکر است برای پرهیز از شلوغی، نتایج مربوط به بازهٔ اعداد رینولدز ٧٠٠٠ تا ٤٥٢٠٠ درج نشده است. ملاحظه می‌شود که اگر شروع شتاب‌دهی در اعداد رینولدز بالاتر رخ دهد، اختلاف بین نتایج مدل‌های آشفتگی کمتر می‌گردد؛ اما بین نتایج حاضر و نتایج مرجع [23] اختلاف وجود دارد. هم‌چنین مقایسهٔ مدل‌های آشفتگی مختلف کار حاضر در شتاب‌دهی با عدد رینولدز اولیه ٣٥٠٠ نشان می‌دهد که در ابتدای دوره، نتایج با نتایج مرجع [23] اختلاف داشته است ولی این اختلاف در انتهای مرحله، کاهش می‌یابد.



شکل ١١ اثر افزایش عدد رینولدز اولیه بر تنش برشی دیواره به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ٥ ثانیه‌ای

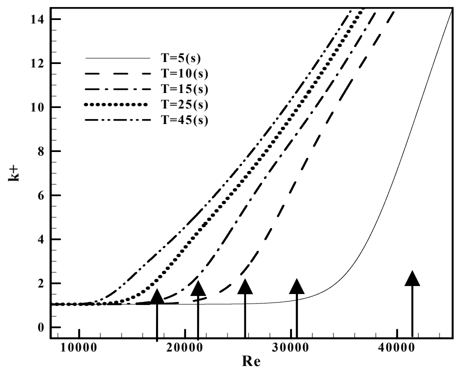
بررسی اثر زمان دورهٔ شتاب‌دهی بر تنش برشی دیواره. افزایش زمان دورهٔ شتاب‌دهی باعث کاهش اینرسی جریان در طول دوره می‌شود در نتیجه انتظار می‌رود که اختلاف بین حل حالت پایا و ناپایا کاهش یابد. این اختلاف در شکل (١٢) قابل مشاهده می‌باشد. لازم به ذکر است که فقط نتایج حاصل از مدل k-ε نمایش داده شده است. اختلاف بین حل شبه‌پایا و حل شتاب‌دار، در مراحل انتهایی شتاب‌دهی به‌دلیل ضعف مدل‌سازی می‌باشد.



شکل ١٢ اثر زمان دورهٔ شتاب‌دهی بر تنش برشی دیواره (Re=٧٠٠٠ -٤٥٢٠٠)

تـأخیر در پاسـخ آشـفته. یکـی از مهـم‌تـرین و تأثیرگـذارترین پارامترهـای متفـاوت، بـین نتـایج جریان‌های پایا و شبه‌پایا، با نتایج جریان شتاب‌دار، در مقولهٔ تأخیر زمانی می‌باشد. هی و جکسون [1] تـأخیر در پاسخ آشفته (تأخیر زمانی) را به‌صورت زیر تعریف نمودند: "مقدار زمـان از شـروع یـک شـتاب‌دهـی تـا لحظه‌ای که یک مکان معـین در جریـان بـه آن شـتاب پاسخ می‌دهـد". با تحمیل یک دورهٔ شـتاب‌دهی، ابتدا میدان سرعت متوسط شروع به پاسخ می‌کند. درنتیجـه گرادیـان سرعت در ناحیهٔ نزدیک به دیواره افزایش می‌یابد. دامنهٔ این گرادیان به‌تدریج با زمان رشد می‌کند. تا زمانی که این ناحیه، ناحیـه‌ای را که در آن تولید آشفتگی به اوج می‌رسد، پوشش دهد، افزایش کوچک آشفتگی وجود دارد؛ اما پس از آن، تغییـرات در تولیـد آشفتگی و دیگر کمیت‌های جریان قابل توجه می‌گردد. بنابراین، یـک تـأخیر در پاسخ تولید آشفتگی ملاحظه می‌شود. تأخیر زمانی تابع سرعت و شـتاب، فاصـله از دیوارهٔ لوله، جنس سیال و علامت شتاب (افزایشـی یـا کاهشی بودن جریان) می‌باشد. این امر در جریـان پایـا به‌هیچ عنوان مشاهده نمی‌شود. حدود تـأخیر زمـانی در نرخ‌های شتاب‌دهی گوناگون در شکل (۱۳) رسم شده است. نتایج کار حاضر نشان می‌دهد که زمان تأخیر در موقعیت مرکز لوله، برای لوله به شعاع ۲۵/٤ میلـی‌متـر، حدود ٤ ثانیه (به‌ازای شتاب‌های مختلف) است که این مقدار تطابق خیلی خوبی بـا نتـایج تجربـی مرجـع [1] (جدول ۱) دارد. لازم به ذکر است که مبنای ارائه شـده برای محاسبهٔ تأخیر زمانی (در جدول ۱)، افزایش ۱۰٪ مقدار $k^+ = \frac{k}{u_{\tau 0}^2}$ از مقـدار اولیـه‌اش (قبـل از تـأخیر) می‌باشد.

علائم نشان داده شده در شکل (۱۳) نشـان‌دهنـدهٔ شروع تغییرات انرژی جنبشـی در موقعیـت ذکـر شـده است. جـدول (۱) خلاصـه نتـایج تـأخیر زمـانی خـط مرکزی لوله به‌ازای دوره‌هـای شـتاب‌دهـی مختلـف را نمایش می‌دهد. برای پرهیز از تکرار و باتوجه به دقـت قابل قبول مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ در ناحیـهٔ دور از دیـواره، فقـط نتایج این مـدل آمـده اسـت. بررسـی زمـان تـأخیر در موقعیت مرکزی لوله برای لوله به شعاع ۵۰/۸ میلی‌متـر نشان می‌دهد که با افزایش دو برابری قطر لولـه، زمـان تأخیر نیز حدوداً دو برابر (۸ ثانیه) می‌شود. لازم به ذکر است، به‌دلیل این‌که نرخ شتاب ۵ ثانیه‌ای کمتر از زمـان تأخیر در این قطر می‌باشد، مقدار زمان تأخیر بـرای آن در جدول درج نشده است.

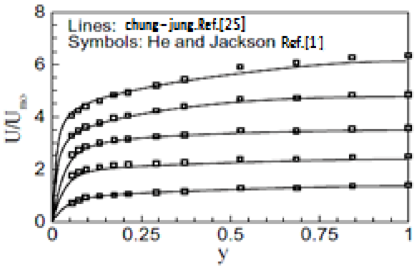


شکل ۱۳ تغییرات انرژی جنبشی آشفته در مرکز لوله به‌ازای دوره‌های شتاب‌دهی مختلف (۴۵۲۰۰ -Re=۷۰۰۰)

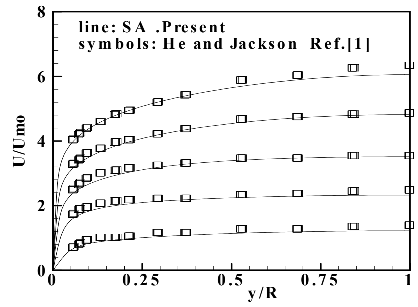
جدول ۱ مقایسهٔ تأخیر زمانی نتایج آزمایشگاهی [1] و عددی پژوهش حاضر

نرخ شتاب‌دهی(ثانیه)	۵	۱۰	۱۵	۲۵	٤۵
تأخیر زمانی مرکز لوله تجربی(ثانیه) – لوله به شعاع ۲۵/٤ میلی‌متر [۱]	۳.۹	٤	٤.۱	۳.۹	٤
تأخیر زمانی مرکز لوله کار حاضر – پیش‌بینی شده با مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ (ثانیه) – لوله به شعاع ۲۵/٤ میلی‌متر	۳.۵۱	۳.۸۷	۳.۸۳	٤.۷٤	۵.۷۳
تأخیر زمانی مرکز لوله کار حاضر – پیش‌بینی شده با مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ (ثانیه)– لوله به شعاع ۵۰/۸ میلی‌متر	–	٦.۸۹	۷.۸٤	۹.۲۵	۱۱.۱۷

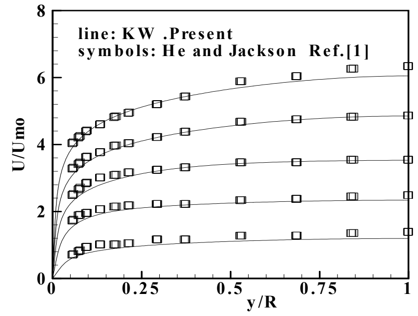
بررسی توزیع سرعت متوسط در دورهٔ شتاب‌دهی.
شکل (١٤) توزیع سرعت متوسط در اعداد رینولدز مختلف (زمان‌های متفاوت) در طی دورهٔ شتاب‌دهی ٣/٨ ثانیه‌ای را نشان می‌دهد. در این شکل سرعت‌ها با سرعت ابتدای شتاب‌دهی و موقعیت مکانی نیز با مقدار بیشینهٔ خود (شعاع لوله) بی‌بعد شده‌اند.



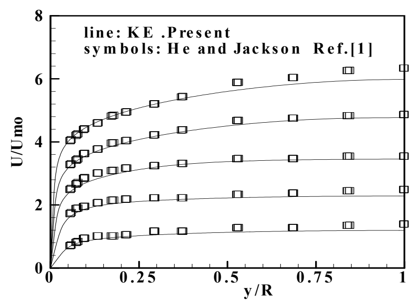
(الف) LES [25]



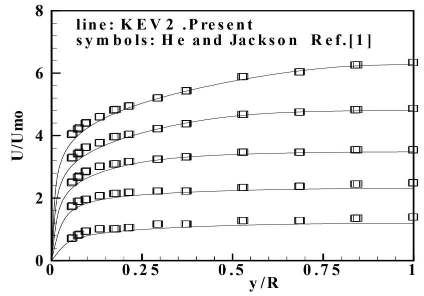
(ب) SA



(ج) k-ω



(د) k-ε



(ه) k-ε-v2

شکل ١٤ مقایسهٔ توزیع سرعت متوسط حاصل از مدل‌های آشفتگی مختلف و نتایج تجربی در زمان‌های مختلف دورهٔ شتاب‌دهی ٣/٨ ثانیه‌ای در اعداد رینولدز ٧٠٠٠,١٤٠٠٠,٢١٠٠٠,٢٨٠٠٠و ٣٥٠٠٠

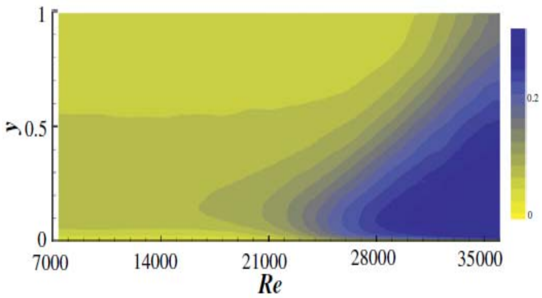
این توزیع سرعت‌ها با نتایج آزمایشگاهی مرجع [1] و نتایج LES مرجع [25] مقایسه شده است. اندازه‌گیری نزدیک دیواره ($y/R \leq 0.55$) در آزمایش‌ها قابل دسترسی نیست [25]. ملاحظه می‌شود که نتایج عددی کار حاضر (به‌جز مدل BL) به‌خوبی با نتایج آزمایشگاهی مطابقت دارد.

بررسی انرژی جنبشی آشفته در دورهٔ شتاب‌دهی.
شکل (١٥) توزیع متوسط مربع مؤلفهٔ سرعت محوری را در دورهٔ شتاب‌دهی ٣/٨ ثانیه‌ای (به‌دست آمده به‌کمک روش LES) نشان می‌دهد [25]. به‌علت این‌که در کار حاضر از مدل‌های آشفتگی مختلف برای شبیه‌سازی استفاده شده است در نتیجه برخلاف روش LES، ترسیم جذر متوسطِ مربعاتِ سرعت امکان‌پذیر نخواهد بود؛ بنابراین برای مقایسهٔ کیفی، انرژی جنبشی آشفته به‌عنوان نماینده رسم می‌شود. ارتباط جذرِ متوسطِ مربعاتِ مؤلفه‌های سرعت و انرژی جنبشی آشفته به‌صورت زیر است:

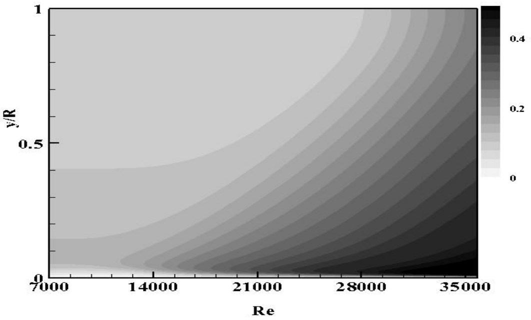
$$k = 0.5\left[\left(u'_{rms}\right)^2 + \left(v'_{rms}\right)^2 + \left(w'_{rms}\right)^2 \right] \quad (٨)$$

توزیـــع انـــرژی جنبشـــی آشـــفته در طـــی دورهٔ شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای در راستای شعاع لوله در شـکل (۱٦) رسم شده است. مشاهده می‌شود که تغییرات این کمیت به‌لحاظ کیفی مانند نتایج LES (شکل ۱۵) است. لازم به ذکر می‌باشد که این شکل نتایج مربوط به مـدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ را نمایش می‌دهد. شکل‌های (۱٦ و ۱۵) تـأخیر زمانی در پاسخ آشفتگی، در مراحل اولیهٔ شتاب‌دهـی را نیز به‌وضوح نشان می‌دهند.

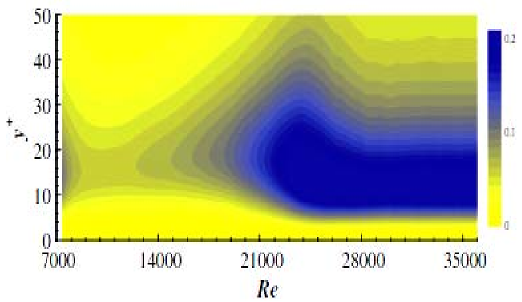
توزیع جملهٔ تولید بی‌بعـد معادلـه انـرژی جنبشـی آشفته، به‌دست آمده به‌روش LES [25]، در شکل (۱۷) نمایش داده شده است. شـکل (۱۸) نیـز توزیـع جملـهٔ فوق را در راستای شـعاع لولـه نشـان مـی‌دهـد. نتـایج حاصله به‌کمک مدل‌سـازی یـک‌بعـدی (مـدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$) بـه‌دســت آمـده اســت. لازم بـه ذکـر اسـت کـه دورهٔ شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه می‌باشد. مشاهده مـی‌شـود کـه در مراحل اولیهٔ شتاب‌دهی، جملهٔ تولید تقریباً ثابت اسـت. علت این امر، پاسخ آهستهٔ تنش برشی آشـفته و میـدان سرعت در این مرحله است. تطابق کیفی بین شکل‌های (۱۸ و ۱۷)، دقت نسبتاً خوب مدل‌سازی یک‌بعدی کار حاضر را نشان مـی‌دهـد. بـا گذشـت زمـان از شـروع شتاب‌دهی، دامنهٔ گسترش جملهٔ تولید به‌سبب افـزایش سرعت اصطکاکی محلی کاهش می‌یابد.



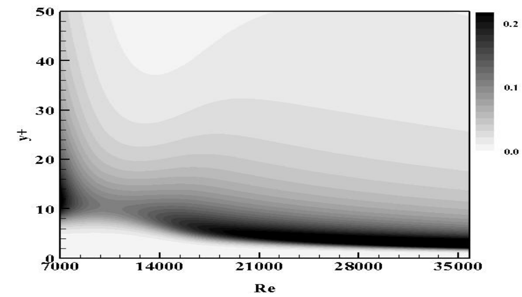
شکل ۱۵ توزیع متوسط مربع مولفه سرعت محوری به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای (۳٦۰۰۰ -Re=۷۰۰۰) -مرجع [25]



شکل ۱٦ توزیع انرژی جنبشی آشفته حاصل از مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای (۳٦۰۰۰ -Re=۷۰۰۰)



شکل ۱۷ توزیع جملهٔ تولید بی‌بعد معادلهٔ انرژی جنبشی آشفته به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای (۳٦۰۰۰ -Re=۷۰۰۰) – مرجع [25]



شکل ۱۸ توزیع جملهٔ تولید بی‌بعد معادلهٔ انرژی جنبشی آشفته به‌ازای دورهٔ شتاب‌دهی ۳/۸ ثانیه‌ای (۳٦۰۰۰ -Re=۷۰۰۰) – مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$

نتیجه‌گیری

در پژوهش حاضر، جریان آشـفتهٔ شـتاب‌دار خطـی در یک لوله برای حوزهٔ متغیر از اعداد رینولـدز، بـه‌وسـیلهٔ پنج مدل مرسوم جریان آشفته شبیه‌سـازی شـد. مطالعـهٔ دقیق‌تر جریان و بررسی کـارایی و قابلیـت مـدل‌هـای

مذکور در پیش‌بینی تنش برشی دیواره، تنش رینولدز، لزجت آشفتگی، تأخیر زمانی در پاسخ و سرعت متوسط مورد نظر بود. هم‌چنین تغییر عواملی نظیر قطر لوله، نوع سیال، رینولدز اولیهٔ شتاب و نرخ شتاب‌دهی و تأثیر آن بر پارامترهای فوق به‌دقت مورد بررسی قرار گرفت. به‌منظور راستی‌آزمایی، نتایج حاصل از مدل‌های آشفتگی با نتایج تجربی و عددی (مدل‌سازی آشفتگی و شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ) دیگر محققان مقایسه گردید . نتایج به‌دست آمده از مطالعهٔ حاضر به‌صورت زیر عنوان می‌گردد:

- تأخیر در پاسخ آشفتهٔ پیش‌بینی شده به‌وسیلهٔ مدل‌ها (جز مدل BL)، تطابق نسبتاً خوبی با مقادیر آزمایشگاهی نشان می‌دهد.
- مقایسهٔ توزیع سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفته و لزجت آشفتگی نشان از دقت بهتر مدل $k\text{-}\varepsilon\text{-}v^2$ نسبت به سایر مدل‌ها دارد.
- تنش برشی در طی دورهٔ شتاب‌دهی خطی، رفتار غیرخطی از خود نشان می‌دهد.
- افزایش قطر و لزجت باعث کاهش تنش برشی دیواره و افزایش رینولدز ابتدای دورهٔ شتاب‌دهی با افزایش تنش برشی دیواره همراه است.
- اختلاف بین حل حالت شبه پایا و شتاب‌دار در اثر کاهش زمان شتاب‌دهی، افزایش می‌یابد.
- مقایسهٔ کمیت‌های سرعت متوسط، انرژی جنبشی آشفته و جمله تولید این معادله با نتایج مشابه حاصل از شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و آزمایش‌های تجربی، نشان از دقت مطلوب مدل‌سازی یک‌بعدی (جز مدل BL) جریان آشفتهٔ شتاب‌دار دارد.
- از مدل‌های آشفتگی یک‌بعدی (به‌استثنای مدل BL) می‌توان به‌عنوان یک ابزار مناسب برای پیش‌بینی جریان آشفتهٔ شتاب‌دار درون لوله در مقایسه با روش‌های پر هزینهٔ دیگر نظیر شبیه‌سازی گردابه‌های بزرگ و کارهای آزمایشگاهی، بهره برد.

مراجع

1. He, S. and Jackson, J.D., "A Study of Turbulence under Conditions of Transient Flow in a Pipe", *J. Fluid Mech*, Vol. 408, pp. 1–38, (2000).
2. Mizushina, T., Maruyama, T. and Hirasawa, H., "Structure of the Trbulence in Pulsating Pipe Flows", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 8, pp. 210-216, (1975).
3. Shemer, L., Wygnanski, I. and Kit, E., "Pulsating Flow in a Pipe", *J. Fluid Mech*, Vol. 153, pp. 313-337, (1985).
4. Burnel, S., Raelison, J.C. and Thomas, J.M., "Radial Distribution of the Reynolds Stress in a Turbulent Pulsating Flow in a Pipe", In Engineering Turbulence Modeling and Experiments (ed. W., Rodi and Y., Ganic, pp. 419-427, (1990).
5. Burnel, S., Raelison, J.C. and Thomas, J.M., "Radial Distribution of the Reynolds Stress in a Turbulent Pulsating Flow in a Pipe", *Euromech Colloquium 272 Response of Shear Flows to Imposed Unsteadiness*, Aussois, 15-17 January, France, (1991).
6. Tardu, S.F., Binder G. and Blackwelder, R.F., "Turbulent Channel Flow with Large Amplitude", *J. Fluid Mech*, Vol. 269, pp. 109-151, (1994).
7. Shemer, L. and Wygnanski, I., "On the Pulsating Flow in Pipe", *Third Symp. on Turbulent Shear Flows*, University of California, Davis, Vol. 8, pp. 13-18, (1981)
8. Cook, W.J., Murphy, J.D. and Owen, F.K., "An Experimental and Computational Study of Turbulent

Boundary Layers in Oscillating Flows", *Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows*, Cornell University, Ithaca , New York, August 7-9, (1985)

9. Kirmse, R. E., "Investigations of Pulsating Turbulent Pipe Flow", *Trans. ASME*, Vol. 101, pp. 436-442, (1979).
10. Blondeaux, P. and Colombini, M. "Pulsating Turbulent Pipe Flow", *Fifth Symp. on Turbulent Shear Flows*, Cornell University, Ithaca, New York, (1985)
11. Scotti, A. and Piomelli, U., "Turbulence Models in Pulsating Flows", *AIAA J*, Vol. 40, pp. 537–540, (2002).
12. Scotti, A. and Piomelli, U., "Numerical Simulation of pulsating Turbulent Channel Flows", *Physics of Fluids*, Vol. 13, pp. 1367-1384, (2001).
13. Kataoka, K., Kawabata, T. and Miki, K., "The Start-up Response of Pipe Flow to a Step Change in Flow Rate", *J. Chem. Engng Japan*, Vol. 8, pp. 266-271, (1975).
14. Maruyama, T., Kuribayashi, T. and Mizushina, T., "The Structure of the Turbulence in Transient Pipe Flows", *J. Chem. Engng Japan*,Vol. 9, pp. 431-439, (1976)
15. Kurokawa, J. and Morikawa, M., "Accelerated and Decelerated Flows in a Circular Pipe (1st report, velocity profiles and friction coefficient)", *Bull. JSME*, Vol. 29, pp. 758-765, (1986).
16. Lefebvre, P. J., "Characterization of Accelerating Pipe Flow", PhD thesis, University of Rhode Island, (1987).
17. Greenblatt, D. and Moss, E., "Rapid Temporal Acceleration of a Turbulent Pipe Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol. 514, pp. 65-75, (2004).
18. Gundogdu, M. Y., and Carpinlioglu, M. O., "Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 1: Laminar and Transitional Flow Regimes", *Japanese Society of Mechanical Engineering International Jornal*, Series B, Vol. 42, pp. 384-397, (1999).
19. Gundogdu, M. Y., and Carpinlioglu, M. O., "Present State of Art on Pulsatile Flow Theory (Part 2: Laminar and Transitional Flow Regimes)", *Japanese Society of Mechanical Engineering International Jornal*, Series B, Vol. 42, pp. 398-410, (1999).
20. Hsu, C.T., Lu, X., and Kwan, M.K., "LES and RANS Studies of Oscillating Flows over Flat Plate", *American Society of Chemical Engineering Journal of Engineering Mechanics*, Vol. 126, pp. 186-193, (2000).
21. Chung, Y.M. and Malek-Jafarian, M., "Direct Numerical Simulation of Unsteady Decelerating Flows", *Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-4)*, Williamsburg, USA, 27-29 June (2005).
22. Yorke, C.P. and Coleman, G.N., "Assessment of Common Turbulence Models for an Idealized Adverse Pressure Gradient Flow", *European Journal of Fluid Mechanics B/Fluids*,Vol. 23, pp. 319-337, (2004).
23. He, S., Ariyaratne, C. and Vardy, A.E., "A computational study of wall friction and turbulence dynamics in accelerating pipe flows", *Computers and Fluids*, Vol. 37, pp.674-689, (2008).
24. Khaleghi, A., Pasandideh-Frad, M., Jafarian, M.M., and Chung, Y.M., "Assessment of common turbulence models under conditions of temporal acceleration in a pipe", *Journal of Applied Fluid Mechanics*, Vol. 4, pp. 25–33, (2009).
25. Jung, S.Y. and Chung, Y.M., "Large-eddy simulation of accelerated turbulent flow in a circular pipe", *International Journal of Heat And Fluid Flow*, Vol. 33, pp. 1–8, (2012).
26. Moser, R.D., Kim, J. and Mansour, N.M., "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flows up to $Re_\tau = 590$ ", *Physics of Fluids*, Vol. 11, pp. 943-945, (1999).
27. Baldwin, B.S., Lomax, H., "Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows", *AIAA Paper*, pp. 78-257, (1978).

28. Spalart P.R. and Allmaras S.R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows", *La Recherche Aerospatiale*, Vol. 1, pp. 5-21, (1994)
29. Lam, C.K.G. and Bremhorst K.A., "Modified Form of the $k-\varepsilon$ Model for Predicting Wall Turbulence", *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, pp. 456-460, (1981).
30. Wilcox, D.C., "Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models", *AIAA Journal*, Vol. 26, pp. 1299-1310, (1988).
31. Durbin, P.A., "Separated Flow Computations with the $k-\varepsilon-v^2$ Model", *AIAA J*, Vol. 33, pp. 659-664, (1995).
32. Cebeci, T. and Smith, A.M.O., "*Analysis of Turbulent Boundary Layers*", Academic Press, Cambridge, Massachusetts, (1974).
33. Wilcox, D.C., "*Turbulence Modeling for CFD*", Second edition, DCW Industries, New York, (1998).
34. Menter, F.R., "Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications", *AIAA J*, Vol. 32, pp. 1598-1605, (1994).